NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. QUET,

INSPECTEUR GÉNÉRAL DE L'INSTRUCTION PUBLIQUE.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

SUCCESSEUR DE MALLET-BACHELIER,

Quai des Augustins, 55.

1884

10271 Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

SOMMAIRE DE LA NOTICE.

On ne connaissait pas les lois qui régissent les phénomènes de diffraction soit dans la

XVIII.

XIX.

XX.

XXI.

XXII.

NOUVEAUX TRAVAUX DEPUIS 1878.

XXIII.

XXIV.

XXV.

XXVI.

XXVII.

XXVIII.

XXIX.

XXX.

XXXI.

XXXII.

XXXIII.

XXXIV.

XXXV.

XXXVI.

XXXVII.

XXXVIII.

NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. QUET,

INSPECTEUR GÉNÉRAL DE L'INSTRUCTION PUBLIQUE.

I.

Théorie et lois des phénomènes capillaires.

Sur la proposition d'une Commission formée de MM. Pouillet, Fizeau, Duhamel, Serret et Bertrand rapporteur, l'Académie des Sciences a décerné une récompense à l'auteur de ce Mémoire, en 1863, lors de la clôture d'un concours ouvert onze ans auparavant et plusieurs fois prorogé.

Une analyse de ce travail se trouve dans le Rapport publié en 1867 par M. Quet sur les progrès de l'électricité, du magnétisme et de la capillarité.

1. Laplace avait démontré par la théorie que l'élévation et la dépression d'un point quelconque de la surface capillaire par rapport au niveau général est proportionnelle à la somme des courbures principales en ce point. Cette loi est ordinairement représentée par la formule

$$z = \frac{a^2}{2}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Or la même théorie entre les mains de Poisson conduisit l'éminent

géomètre à une valeur sensiblement nulle pour le coefficient de cette proportionnalité, c'est-à-dire pour a. L'élévation ou la dépression de chaque point de la surface capillaire serait donc insensible, ce qui aplatirait cette surface et l'abaisserait constamment au niveau général. Les phénomènes capillaires n'existeraient donc pas! Singulier tort d'une théorie qui, au lieu d'expliquer les faits, les réduit à néant.

D'après Poisson, les principes théoriques de Laplace conduisent non seulement à la suppression des phénomènes à expliquer, mais aussi à d'autres conséquences tout à fait inadmissibles, comme on le verra par l'exemple suivant.

A l'aide de sa théorie et en suivant une méthode différente de celle qui lui a donné la loi générale précédente, Laplace avait prouvé que le volume du liquide soulevé ou déprimé dans des tubes de même nature est proportionnel au contour de leur section intérieure, et qu'il a pour valeur

$$V = (2a'^2 - a^2)c.$$

Or les mêmes principes appliqués par Poisson à la détermination de ce volume lui ont donné un coefficient de proportionnalité différent, et la valeur suivante :

$$V = a^2 c.$$

Cette valeur est telle que le volume du liquide soulevé ou abaissé dans un tube ne dépend pas de la nature de ce tube, et que la surface capillaire doit être toujours concave pour l'élévation comme pour la dépression du liquide. Ces deux conséquences sont évidemment contraires à l'observation.

Ainsi, voilà de graves objections qui, si elles étaient fondées, détruiraient complètement la théorie de Laplace. Reste à savoir si les résultats inadmissibles auxquels Poisson s'est trouvé conduit ne sont pas dus à la manière particulière et toute personnelle dont il conçoit cette théorie, et non à la théorie même.

Pour établir la première objection que nous venons de citer, Poisson exprime par une équation l'équilibre d'un filet liquide de longueur finie, de forme non cylindrique et de direction normale à la surface libre, et, par des transformations légitimes, il trouve que l'équation d'équilibre se réduit à $a = 0$.

Mais, pour que cette conclusion fût exacte, il faudrait que Poisson eût tenu compte de toutes les forces qui assurent l'équilibre du filet. M. Quet a montré que cela n'a pas lieu. En effet, Poisson n'a pas égard aux forces de liaison; on est cependant obligé d'introduire ces forces dans la théorie des liquides supposés incompressibles, si l'on veut que ces corps soient capables d'appuyer plus ou moins fortement leurs éléments les uns contre les autres, et de transmettre les pressions à l'intérieur. La suppression des forces de liaison fait disparaître non seulement les phénomènes capillaires, mais aussi l'hydrostatique entière. Sans elles, les conditions d'équilibre sont nécessairement incomplètes, et il y aurait lieu de s'étonner que l'on ne fût pas conduit à de flagrantes contradictions par une méthode qui ne tient pas compte de toutes les causes. En reprenant la même question que Poisson et en introduisant dans l'équation d'équilibre les forces de liaison qui avaient été supprimées, M. Quet trouve que cette équation, loin de se réduire à $a = 0$, conduit à l'expression suivante :

$$z = \frac{a^2}{2}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right),$$

ce qui est une démonstration nouvelle de l'élégante formule de Laplace.

En examinant la seconde objection de Poisson, M. Quet fait voir que l'équation d'équilibre d'où on la déduit pèche encore par énumération incomplète des forces mises en jeu. Il restitue dans l'équation les forces de liaison dont Poisson ne tient aucun compte, et, au lieu d'être conduit à la formule de ce savant géomètre

$$V = a^2 c,$$

il retrouve celle de Laplace

$$V = (2a'^2 - a^2)c,$$

et il en donne ainsi une démonstration nouvelle.

C'est par cette méthode que M. Quet réfute les diverses objections que Poisson a tirées des principes théoriques de Laplace. Il examine en outre les critiques d'une tout autre nature que Poisson a puisées dans sa nouvelle théorie des phénomènes capillaires; il montre qu'elles

ne sont qu'apparentes, et que l'on ne peut en rien conclure contre la théorie attaquée.

2. Après la critique théorique viennent les objections fondées sur l'expérience. C'est à ce nouveau point de vue que nous allons nous placer.

Les phénomènes capillaires qui se prêtent le mieux à des mesures précises sont, sans contredit, les ascensions des liquides soit dans les tubes verticaux à section circulaire, soit entre les lames verticales et parallèles. Or, d'après la théorie de Laplace, ces phénomènes sont soumis aux lois suivantes :

Dans les tubes de même nature, la hauteur *moyenne* de la surface capillaire au-dessus du niveau général varie en raison inverse du diamètre pour chaque liquide.

Entre deux lames parallèles, verticales et de même nature, la hauteur *moyenne* varie, pour un liquide donné, en raison inverse de la distance des lames.

Si l'on compare les hauteurs *moyennes* de la surface capillaire pour un même liquide qui s'élève soit dans un tube vertical, soit entre deux lames parallèles, verticales et de même nature que lui, la première de ces hauteurs doit être égale à la seconde, lorsque la distance des plaques est égale au rayon du tube.

Ces résultats se déduisent des deux formules suivantes :

$$rH = a^2 \cos\omega, \quad dH' = a^2 \cos\omega,$$

qui se rapportent la première aux tubes, la seconde aux plaques.

Ce sont ces diverses lois que plusieurs physiciens n'ont pas trouvées conformes à l'observation; il y a donc lieu d'examiner les valeurs numériques que l'on a citées contre la théorie, et l'usage que l'on en a fait.

M. Quet a d'abord montré par des expériences nouvelles que des déterminations numériques dont il s'agit ici n'ont pas été prises dans de bonnes conditions. Voici de quel critérium il s'est servi.

La formule $rH = a^2 \cos\omega$ fait voir qu'un même liquide peut atteindre des hauteurs très diverses dans un tube de diamètre constant, lorsque la nature du tube vient à changer, parce que le facteur $\cos\omega$

varie dans ces conditions. Cependant, comme ce facteur ne peut pas dépasser l'unité, la hauteur moyenne est susceptible d'un maximum qui se produit lorsque l'angle capillaire est nul. Or les hauteurs capillaires que l'on mesure pour contrôler la théorie doivent satisfaire à cette condition du maximum, parce que l'on ne sait pas déterminer avec précision l'angle capillaire, tandis qu'on peut le rendre nul à l'aide du procédé de Gay-Lussac.

Il résulte de là que, si dans deux expériences faites avec le même liquide et le même tube, on obtient des hauteurs différentes, c'est que l'une d'elles au moins ne réalise pas la condition de maximum que nous venons d'indiquer. La plus grande de ces valeurs est évidemment celle que l'on doit préférer, comme la meilleure ou comme s'approchant le plus du maximum qu'il faut déterminer. C'est par ce caractère très simple que l'on peut reconnaître les mesures à rejeter ou à adopter lorsque divers observateurs ont obtenu des résultats différents.

M. Quet s'est assuré de cette manière que, par exemple, les expériences de Simon de Metz, souvent citées contre la théorie de Laplace, n'ont pas été faites dans les meilleures conditions, c'est-à-dire avec des tubes suffisamment bien préparés. Les hauteurs mesurées par Simon de Metz dans une série de tubes ou de plaques parallèles se sont trouvées, en effet, moindres que les hauteurs correspondantes obtenues par MM. Quet et Seguin pour des tubes respectivement plus gros, et pour des plaques placées à de plus grandes distances.

Au reste, l'argument tiré des expériences contre les lois de Laplace pèche à un autre point de vue. La hauteur que l'on mesure est celle du point central de la surface capillaire, c'est-à-dire du point où le plan tangent est horizontal. Or cette hauteur n'est pas celle qui entre immédiatement dans les lois de Laplace, où l'on ne compare entre elles que des hauteurs *moyennes*. La hauteur *moyenne* est celle d'un cylindre ayant même volume et même section droite que le liquide soulevé; elle est donc plus grande que la hauteur observée. Bien que la différence soit peu notable lorsque les tubes sont très fins, comme elle devient de plus en plus sensible à mesure que le diamètre augmente, et que, dans les tubes assez larges, elle peut acquérir une valeur beaucoup plus grande que la hauteur mesurée, on est obligé d'en tenir compte si l'on veut contrôler la théorie par l'expérience. Or, avant le

travail de M. Quet, on ne connaissait pas de formules générales propres à effectuer, dans tous les cas, le calcul qui donne la hauteur *moyenne* en fonction de la hauteur observée. On conçoit donc que les mesures déterminées par divers physiciens, auraient-elles été faites dans les meilleures conditions, ne pouvaient servir ni pour ni contre la théorie, lorsqu'on s'écartait de certaines limites de petitesse dans les tubes capillaires ou dans les systèmes de plaques parallèles.

3. M. Quet, voulant vérifier la théorie par des expériences très variées, principalement dans les conditions les plus significatives, lorsqu'on passe des tubes très larges aux tubes très fins, ou des plaques très écartées à celles qui sont très rapprochées, chercha la solution générale de ce problème : Déterminer la hauteur *moyenne* de la surface capillaire en fonction de la hauteur de son point central; il trouva pour les tubes la série suivante :

$$H = h\left[1 + \frac{r^2}{4a^2} + \frac{r^4}{48a^4}\left(1 + \frac{2h^2}{a^2}\right) + \frac{r^6}{1152a^6}\left(1 + \frac{20h^2}{a^2} + \frac{18h^4}{a^4}\right) + \ldots\right];$$

pour les plaques parallèles il obtint cette autre série

$$H' = h'\left[1 + \frac{d^2}{12a^2} + \frac{d^4}{480a^4}\left(1 + \frac{6h^2}{a^2}\right) + \frac{d^6}{40320a^6}\left(1 + \frac{66h^2}{a^2} + \frac{180h^4}{a^4}\right) + \ldots\right];$$

il trouva aussi pour les plaques parallèles cette formule

$$d = \sqrt{2t}\left(1 + \frac{\pi t}{4} + \frac{t^2}{2} + \ldots\right),$$

expression dans laquelle t est la tangente de l'angle auxiliaire ε défini par cette équation

$$\sin 2\varepsilon = \frac{a^2}{h'^2 + a^2};$$

enfin il a obtenu, pour la valeur de la flèche, dans le cas des plaques parallèles,

$$f = \sqrt{a + h'^2} - h';$$

dans ces équations, H et H' sont des hauteurs moyennes, et h, h' sont des hauteurs observées.

4. A l'aide de ces formules, M. Quet pouvait calculer les hauteurs *moyennes* des surfaces capillaires, lorsque les hauteurs des parties centrales étaient mesurées, et les comparer soit aux diamètres des tubes, soit aux distances des plaques. Il restait donc à instituer une série d'expériences correspondant aux espaces capillaires les plus variés, depuis l'extrême grosseur jusqu'à l'extrême finesse, dans les limites où les mesures sont susceptibles de précision. C'est ce que M. Quet a fait avec le concours de M. Seguin.

Quatorze tubes ont été préparés pour les ascensions de l'eau pure. Le plus large avait $27^{mm},85$ de diamètre, et le plus fin un diamètre 200 fois plus petit. L'eau s'est élevée à la hauteur de $0^{mm},09$ dans le premier tube, et à une hauteur 2300 fois plus grande dans le dernier. On voit par ces nombres que la hauteur du point central de la surface capillaire est très loin de varier en raison inverse du diamètre. Mais il n'en est plus de même lorsque, au moyen des formules citées, on calcule les hauteurs *moyennes*. On trouve alors que les produits de la hauteur et des rayons correspondants sont sensiblement égaux depuis les plus gros tubes jusqu'aux plus fins, et que les différences très petites des divers nombres sont dans les limites des erreurs d'observation.

Les plaques parallèles ont été placées à huit distances différentes. La plus grande était de $11^{mm},20$ et la plus petite 33 fois moindre. Dans le premier cas, l'eau s'élevait à la hauteur $0^{mm},71$, et dans le second elle a atteint une hauteur 70 fois plus grande. Les hauteurs de la partie centrale de la surface capillaire varient donc suivant une proportion qui diffère beaucoup de la raison inverse des distances des plaques. Mais les produits des distances par les hauteurs *moyennes* ont été sensiblement égaux, leurs différences tombant dans les limites des erreurs d'observation.

En outre, les nombres qui représentent ces produits, soit pour les tubes, soit pour les plaques, sont égaux, eu égard aux limites des erreurs d'observation.

Il résulte de là que les trois lois générales de Laplace sont contrôlées par l'expérience. Ainsi se trouvent réfutées, par la voie de l'observation, les objections que l'on avait élevées, sous ce rapport, contre les résultats théoriques.

5. On a encore objecté à la théorie une série de faits qui se sont révélés lorsqu'on a étudié expérimentalement l'influence de la chaleur sur les phénomènes capillaires. Pour examiner ces nouvelles critiques, il convient de distinguer deux cas généraux, suivant que le liquide communique librement avec l'atmosphère, ce qui limite son élévation de température, ou qu'il est en vase clos, ce qui permet de le porter jusqu'au point de sa volatilisation complète. Supposons qu'il s'agisse d'abord du premier cas.

L'expérience montre que la hauteur à laquelle s'élève un liquide dans un tube capillaire diminue à mesure que la température croît. Ce fait est conforme à la théorie, et ce n'est pas de ce côté que viennent les objections. La difficulté s'est présentée lorsqu'on a cherché de combien la hauteur capillaire diminue pour chaque degré de température; car cette diminution s'est trouvée de beaucoup supérieure à celle que Laplace avait indiquée. L'illustre géomètre avait, en effet, donné cette règle que l'ascension du liquide est proportionnelle à sa densité, et que, par suite, les variations de ces deux quantités sont proportionnelles l'une à l'autre. Or, plusieurs physiciens ont montré que cette proportionnalité ne se vérifie pas du tout. Ainsi, dans un travail fait postérieurement au Mémoire qui est analysé ici, MM. Quet et Seguin ont trouvé qu'en passant successivement de 16° à 54° et à 83°, l'ascension de l'eau diminue moyennement, pour chaque élévation d'un degré de température, dans les proportions 0,00180 et 0,00192, tandis que la densité de l'eau ne varie moyennement, entre les mêmes limites, que dans les proportions 0,000330 et 0,000428.

Si la règle de Laplace est contraire à l'observation, il ne s'ensuit pas que la théorie même soit en défaut. M. Quet a pu tirer, en effet, de cette théorie une règle nouvelle, plus complète quo la précédente, et conforme aux données de l'expérience. Dans le cas où le tube est recouvert d'une couche adhérente de liquide, ce qui rend nul l'angle capillaire, on a $rH = a^2$. D'après la théorie, la quantité a^2 peut se décomposer en deux facteurs dont l'un est la densité δ du liquide et dont l'autre p est égal à l'intégrale définie suivante :

$$p = \frac{\pi}{4g}\int_0^\infty \rho^4 f(\rho)\, d\rho;$$

dans cette expression, $f(\rho)$ représente l'action qu'exercent l'une sur l'autre deux particules de liquide placées à la distance ρ, cette action étant rapportée à l'unité de masse.

Lorsque la température s'élève, la densité du liquide diminue, au moins, en général. Il en est de même du facteur p; en effet, l'action moléculaire $f(\rho)$, à laquelle il est proportionnel, est la différence entre l'attraction de la matière pondérable $\varphi(\rho)$ et la répulsion calorifique $\psi(\rho, t)$, qui augmente avec la température. La hauteur capillaire diminue ainsi pour deux causes, et non pas seulement parce que la densité diminue. Les variations doivent donc se produire suivant une proportion plus forte que la densité, ce qui est conforme à l'expérience.

Au reste, on peut poser, pour la température $t+t'$,

$$H' = H(1 - K't'), \quad \delta' = \delta(1 - 6't'), \quad p' = p(1 - \gamma' t'), \quad r' = r(1 + \alpha' t');$$

en désignant par K', 6', γ', α' des coefficients moyens entre les limites t^0 et $t^0 + t'^0$, l'équation $r'H' = \delta' p'$ se réduit alors à

$$K' = 6' + \gamma' - \alpha',$$

lorsque l'on néglige les produits des quantités très petites. Cette dernière formule montre que le coefficient capillaire K' n'est pas égal au coefficient des densités 6', mais qu'il est plus grand que lui, ce qui est conforme à l'observation. La valeur de α', lorsqu'il s'agit du verre, est plus petite qu'un cent-millième, et, comme l'expérience ne donne K' qu'avec une approximation à peine égale à $\frac{1}{100000}$, on peut négliger la quantité α' et réduire la formule précédente à

$$K' = 6' + \gamma'.$$

6. Non seulement la théorie montre que la proportion suivant laquelle la hauteur capillaire diminue lorsqu'on élève la température est plus grande que la proportion analogue relative à la diminution de densité du liquide, mais elle indique en outre que les variations de la première proportion doivent être au moins égales à celles de la seconde. On a, en effet, pour une température $t + t''$ plus élevée que $t + t'$, l'expression

$$K'' = 6'' + \gamma'' - \alpha',$$

par suite,

$$K'' - K' = 6'' - 6' + \gamma'' - \gamma';$$

lorsque la température croît, la répulsion calorifique augmente dans une proportion qui ne peut pas être constante pour chaque degré, et qui doit s'accroître elle-même; $\gamma'' - \gamma'$ ne sera pas nul et devra être positif. Donc $K'' - K'$ doit être au moins égal à $6'' - 6'$, et la différence de ces quantités peut servir à faire connaître $\gamma'' - \gamma'$.

D'après les expériences de MM. Quet et Seguin, pour les températures de 16°, 54° et 83°, on a, comme nous l'avons déjà vu,

$$K' = 0,00180, \quad K'' = 0,00192;$$

les Tables des densités de l'eau donnent

$$6' = 0,000330, \quad 6'' = 0,000428;$$

de là on tire

$$K'' - K' = 0,00012, \quad 6'' - 6' = 0,000098;$$

ainsi $K'' - K'$ est plus grand que $6'' - 6'$. Toutefois la différence 0,000022 est extrêmement petite, ce qui indique que, dans les limites de température que nous avons citées, la quantité $\gamma'' - \gamma'$ est très peu sensible.

Bien que l'on ne puisse pas fonder quelque chose de certain sur des différences qui sont du second ordre de petitesse, cependant il ne nous paraît pas inutile de montrer cette concordance, après tant de critiques élevées contre la théorie.

7. Lorsque l'appareil, dans lequel l'ascension du liquide s'observe, est enfermé dans un vase entièrement clos, on peut élever la température au-dessous du point d'ébullition et la porter jusqu'au degré de volatilisation complète du liquide. Alors il se produit des phénomènes nouveaux qui ont été regardés comme contraires à la théorie.

A partir d'une température suffisamment élevée, on remarque que l'angle capillaire cesse d'être nul. La preuve en est claire, puisque la surface du liquide devient de moins en moins concave et finit même par s'aplatir tout à fait. Lorsque ce dernier phénomène se produit, les deux niveaux sont exactement sur le prolongement l'un de l'autre, en sorte que la capillarité cesse de se manifester, à cette haute température, sous le double rapport de l'ascension du liquide et de l'angle capillaire. C'est M. Wolf qui a remarqué le premier cet effet de la chaleur.

D'après la règle incomplète de Laplace, que nous avons déjà citée et discutée, ces phénomènes sont inexplicables; car, si la hauteur du liquide doit être proportionnelle à la densité, elle ne peut jamais s'annuler, la densité devant toujours conserver une certaine valeur. Mais l'objection tirée de cette règle est-elle admissible, et ne convient-il pas d'examiner directement la théorie pour en tirer ses véritables conséquences? C'est ce que M. Quet a fait de la manière suivante. L'angle capillaire est déterminé théoriquement par cette équation

$$\cos^2 \frac{1}{2}\omega = \frac{a'^2}{a^2}.$$

Lorsque la quantité a'^2, qui se rapporte à la matière du tube et à celle du liquide, est plus grande que a^2, cette équation ne donne pas de valeur pour l'angle capillaire, et le liquide ne peut être en équilibre dans le tube qu'autant que la surface intérieure de ce tube est revêtue d'une couche adhérente de liquide. Cela se maintiendra ainsi tant que, la température venant à s'élever, la quantité a'^2 restera plus grande que a^2; mais a'^2 diminue lorsque la température s'élève, et il en est de même de a^2. Puisque, à une température suffisamment haute, le liquide cesse de mouiller le tube, il faut en conclure que a'^2 diminue plus rapidement que a^2 et finit par devenir plus petit que cette quantité. Alors, la température continuant à monter, la fraction $\frac{a'^2}{a^2}$ diminuera de plus en plus. L'angle capillaire ω augmentera donc et pourra devenir droit; en même temps, la surface capillaire sera de moins en moins concave et finira par être plane et horizontale. Ainsi se trouve expliquée la première partie du phénomène. Quant à la seconde partie, remarquons que, lorsque le liquide ne mouille pas le tube, au lieu de l'équation $rH = a^2$, on a

$$rH = a^2 \cos\omega;$$

d'où l'on voit que la hauteur de la colonne capillaire deviendra nulle en même temps que $\cos\omega$, ce qui complète l'explication.

Lorsque le liquide est près d'atteindre son point de volatilisation complète, la densité de sa vapeur n'est plus négligeable par rapport à celle du liquide; de là la nécessité d'avoir recours à des équations plus générales que celles dont on se sert ordinairement pour l'explication

des phénomènes capillaires. M. Quet a donné les nouvelles formules plus complètes; il les a discutées et en a tiré des conséquences analogues aux précédentes.

D'après tous les détails dans lesquels on est entré, on peut conclure que la théorie de Laplace se trouve dégagée de toutes les difficultés qui, par le calcul ou par l'expérience, lui ont été opposées, et qu'elle est contrôlée par des observations nombreuses faites dans des espaces capillaires très variés au point de vue de leur grandeur.

II.

Lois des phénomènes de diffraction produits par un écran à bord rectiligne ou par un système d'écrans parallèles placés les uns derrière les autres, de manière à se cacher successivement la source de lumière. — Théorie nouvelle des ondes dérivées de divers ordres.

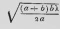
Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 20 août 1855 (*Comptes rendus*, t. XL), a été publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XLVI.

Le but général qu'on s'est ici proposé est d'abord de trouver les lois simples de la diffraction produite par un écran à bord rectiligne, lois qui étaient cachées dans les valeurs numériques dont Fresnel a fait usage; en second lieu, de découvrir les lois qui régissent les phénomènes nouveaux de diffraction produits par un système d'écrans parallèles et placés les uns derrière les autres.

1. Lorsque les franges de diffraction sont produites par un écran à bord rectiligne, les distances à l'ombre géométrique des parties les plus brillantes ou les plus sombres de ces franges sont entre elles dans des rapports qui ne dépendent ni de la position du point lumineux, ni de celle de l'écran sur lequel on recueille les franges à comparer. D'après la théorie de Fresnel, ces rapports sont les mêmes que ceux des nombres suivants :

1,2172, 1,8726, 2,3449, 2,7392, 3,0820, 3,3913, 3,6742, 3,9372, 4,1832, 4,4160, 4,6069, 4,8479, 5,0500, 5,2442.

C'est en multipliant ces nombres par la quantité



$$\sqrt{\frac{(a+b)b\lambda}{2a}}$$

que l'on obtient, dans chaque cas, les distances théoriques des franges à l'ombre géométrique, ce qui permet de vérifier la théorie par l'expérience.

En examinant les quatorze nombres calculés par Fresnel, M. Quet a reconnu qu'en doublant leurs carrés on obtient très sensiblement les termes d'une progression arithmétique dont le premier terme est 3 et la raison 4. De là il conclut cette loi très simple :

Les lieux des maxima et des minima d'intensité sont les points dans lesquels se croisent deux rayons venant de la source lumineuse, l'un directement et l'autre par le bord de l'écran, lorsque la différence de leurs chemins est égale à un nombre impair ou pair de demi-ondulations diminué de $\frac{1}{8}$ d'ondulation.

Cet énoncé remplace tous les nombres de Fresnel. Il met en outre en évidence l'inégalité des positions des franges qu'assignent les deux théories de Fresnel et d'Young. En effet, d'après la théorie d'Young, les différences des chemins que nous venons d'indiquer doivent être égales à un nombre impair ou pair de demi-ondulations; ainsi, c'est $\frac{1}{8}$ d'ondulation qu'il s'agit d'apprécier dans ces différences pour décider entre les deux théories, et l'on sait que l'expérience a prononcé en faveur de celle de Fresnel.

Après avoir trouvé d'une manière empirique la loi que nous venons d'énoncer, M. Quet a cherché à la démontrer par l'analyse, et il y est parvenu en s'appuyant sur les travaux de Knochenhauer et de Cauchy relatifs à la diffraction. De cette manière, il a rendu inutiles les longs et pénibles calculs que Fresnel a été obligé d'exécuter pour obtenir ses nombres caractéristiques.

2. Dans le but d'étudier un phénomène nouveau de diffraction que nous allons bientôt indiquer, M. Quet a déterminé les lois relatives à la propagation de la lumière dans l'ombre de l'écran, et voici celles qu'il a trouvées.

La phase de vibration est à chaque instant la même pour tous les

points d'un arc de cercle tracé dans le plan de symétrie et dans l'ombre, autour du bord de l'écran. Cet arc de cercle se trouve donc, à ce point de vue, dans les mêmes conditions qu'une surface d'onde telle qu'on la considère lorsqu'on applique le principe d'Huygens. Il y a néanmoins cette différence que, sur une surface ordinaire d'onde, l'intensité de la lumière est la même en chaque point, tandis que, sur l'arc de cercle dont il vient d'être question, l'intensité varie sensiblement en raison inverse du carré de la distance à la limite de l'ombre, dès que cette distance est un peu notable.

3. Si deux écrans à bords rectilignes et parallèles sont placés devant un point lumineux, et qu'on introduise l'un d'eux dans l'ombre de l'autre, on obtient, derrière l'écran mobile, une série de franges qui se propagent à partir de son bord et en avant de son ombre. Les franges disparaissent lorsqu'on fait faire une demi-révolution à l'écran mobile.

Ce phénomène nouveau de diffraction a été découvert par lord Brougham, qui l'a donné comme contraire à la théorie des ondulations. Mais M. Quet en a ramené l'explication à la théorie de Fresnel et a trouvé les lois suivantes :

Les franges dérivées que produit le second écran se propagent suivant des hyperboles dont les foyers sont aux bords des deux écrans, et dont les axes réels sont égaux à un nombre impair ou pair de demi-ondulations, diminué de $\frac{1}{8}$ d'ondulation.

Le double phénomène de la production et de la disparition des franges dérivées, suivant que le second écran est opposé au premier ou dans le même sens que lui, est proposé par M. Quet comme un argument décisif et très simple contre la théorie d'Young. Il ne s'agit pas d'apprécier par des mesures très délicates une différence de $\frac{1}{8}$ d'ondulation, ainsi que Fresnel le fait : on n'a qu'à voir si le double phénomène dont il s'agit existe ou n'existe pas.

En examinant de quelle manière la lumière se propage dans l'ombre du second écran, M. Quet a trouvé que les lois de cette propagation sont les mêmes que dans l'ombre d'un seul écran. De là, il tire cette conséquence :

Plaçons devant un point lumineux une série d'écrans à bords recti-

lignes et parallèles, dont les directions sont alternativement opposées, et dont les positions sont telles que les écrans empiètent successivement les uns sur les autres et se masquent ainsi deux à deux le point lumineux. Tous ces écrans n'empêcheront pas la lumière de pénétrer dans les ombres successives et d'y produire, à partir du second écran, des franges brillantes et obscures qui dérivent de ces écrans d'après les règles déjà indiquées pour deux écrans seulement. M. Quet s'est assuré par expérience que les faits sont d'accord avec ces résultats.

III.

Lois des phénomènes de diffraction produits par une fente étroite et par un fil très fin.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 4 août 1856 (*Comptes rendus*, t. XLII), a été publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XLIX

Le but de l'auteur est de compléter l'étude des phénomènes relatifs à ces deux cas de diffraction, de trouver les lois simples qui les régissent et de vérifier ces lois par l'observation.

1. Le premier cas à considérer est celui où la lumière est introduite par une fente très étroite que l'on forme ordinairement avec les tranchants rectilignes de deux couteaux mobiles.

L'expérience montre que, sur un écran placé derrière la fente, on obtient, dans l'ombre des couteaux, un système de franges qui, en se propageant, restent constamment brillantes ou obscures dans tout leur parcours, et dont la position ne dépend pas sensiblement de la distance du point lumineux à la fente. On reconnaît en outre sur l'écran d'autres franges qui sont placées à l'intérieur de la projection conique de l'ouverture. Ces dernières présentent un tout autre caractère; elles se déplacent lorsqu'on augmente ou diminue la distance du point lumineux, et, si l'on fait varier la position de l'écran mobile, on voit les franges brillantes changer rapidement d'éclat, devenir sombres, puis reparaître brillantes.

Les divers phénomènes que nous venons d'indiquer en dernier lieu

n'avaient pas été soumis à une étude générale, au double point de vue de la théorie et de l'expérience. Enfin on ne savait pas quels effets de lumière on obtiendrait si l'on prolongeait dans la projection conique de la fente les directions et les franges brillantes et sombres qui traversent les ombres. Ce sont ces phénomènes non encore explorés dont M. Quet a déterminé les lois théoriques, et qu'il a soumis à une étude expérimentale.

M. Quet a démontré que, dans l'ombre des couteaux et dans la projection conique de la fente, tous les maxima et minima d'intensité se trouvent sur deux systèmes différents de courbes, les unes algébriques et les autres transcendantes.

Le système des courbes algébriques se compose d'hyperboles dont les foyers sont sur les bords de la fente et dont les axes réels sont égaux à un nombre entier quelconque d'ondulations. L'axe de la projection conique de l'ouverture est un cas particulier de ces courbes.

Tant que ces hyperboles sont comprises dans les ombres des couteaux, elles sont des lieux de minima d'intensité. Elles fournissent donc les franges sombres extérieures qui ne changent pas d'aspect général à quelque distance qu'on les observe, et ne varient pas sensiblement de position, lorsque la distance du point lumineux à la fente vient à changer.

Hors de l'ombre des couteaux et dans la projection conique de la fente, ces hyperboles jouissent de la singulière propriété de présenter chacune une série d'arcs qui sont alternativement les lieux de franges sombres et brillantes. Celles qui sont brillantes acquièrent leur plus grand éclat en des points de ces arcs tels que la différence des chemins, venant de la source directement ou par l'un des bords de la fente, est sensiblement égale à un nombre impair de demi-ondulations, diminué de $\frac{1}{8}$ d'ondulation. Les franges sombres ont leur plus faible intensité lorsque la différence des chemins est un nombre pair de demi-ondulations, diminué de $\frac{1}{8}$ d'ondulation. Il résulte de là que les franges ont leur maximum et leur minimum d'intensité en des points qui varient lorsque la distance du point lumineux change. C'est pour cela que les phénomènes de diffraction présentent, dans la projection conique de la fente, un caractère très variable, qui rendrait leur étude difficile si l'on n'avait pas le secours de la théorie.

Malgré leur grande variété, les hyperboles dont il vient d'être question ne fournissent pas les franges brillantes qui se propagent dans l'ombre des couteaux, elles ne donnent pas non plus toutes celles que l'on peut observer dans la projection conique de la fente. Pour les nouveaux lieux, il faut avoir recours au système des courbes transcendantes découvert par M. Quct.

Ces courbes coupent l'axe de la projection conique de l'ouverture en des points tels que, si de la source de lumière on arrive en ces points par deux chemins, l'un direct et l'autre passant par un tranchant, la différence de ces chemins est égale à un nombre entier de demi-ondulations, augmenté de $\frac{1}{8}$ d'ondulation.

Les parties de ces courbes, qui pénètrent dans les ombres finissent bientôt par coïncider sensiblement avec des arcs d'hyperboles dont les foyers sont sur les tranchants des couteaux et dont les axes réels sont égaux à un nombre impair de demi-ondulations. Dans toute cette partie de leur cours, elles fournissent sur les écrans des franges brillantes qui ne dépendent pas de la distance du point lumineux.

La même indépendance n'existe pas pour les franges qui correspondent à ces courbes transcendantes dans la projection conique de la fente, puisque les sommets de ces courbes varient avec la distance du point lumineux. En se croisant avec les courbes du premier système au sein de la projection conique de l'ouverture, elles forment avec elles un réseau à mailles quadrangulaires sur les côtés duquel se trouvent toutes les franges.

M. Quet a vérifié, par des mesures micrométriques, les positions des franges pour les deux systèmes de courbes, dans la projection de la fente, où les phénomènes se présentent avec un caractère de grande variabilité.

2. Examinons maintenant comment se propage la lumière au delà d'un fil très fin qui lui fait obstacle.

L'expérience a montré depuis longtemps que, sur un écran placé derrière le fil, on obtient des franges brillantes et obscures soit dans l'ombre du fil, soit à l'extérieur de cette ombre.

M. Quet a démontré que tous les maxima et minima d'intensité sont sur deux systèmes de courbes, les unes algébriques et les autres transcendantes.

Les courbes algébriques sont des hyperboles dont les foyers se trouvent sur les bords mêmes du fil et dont les axes réels sont égaux à un nombre entier d'ondulations. L'axe de l'ombre est un cas particulier de ces hyperboles.

Tant que ces courbes sont comprises dans l'ombre du fil, elles correspondent à des maxima d'intensité, et par conséquent à des franges brillantes.

Hors de l'ombre, chaque hyperbole jouit de cette propriété d'être formée d'une suite d'arcs pour lesquels les franges recueillies sur un écran sont alternativement brillantes et obscures.

Ces hyperboles ne fournissent pas les franges sombres qui séparent les franges brillantes de l'ombre du fil. On les obtient au moyen des courbes transcendantes qui se réduisent sensiblement à des arcs hyperboliques dans l'intérieur de l'ombre. Ces arcs hyperboliques ont leurs foyers sur les bords du fil, et leurs axes réels sont égaux à un nombre impair de demi-ondulations.

En suivant leur cours hors de l'ombre géométrique, les courbes transcendantes se dévient peu à peu de la forme hyperbolique dont nous venons de parler, elles croisent les hyperboles du premier système et forment avec lui un réseau à mailles quadrilatères sur les côtés duquel s'observent les franges extérieures. Les résultats des formules sont d'ailleurs conformes à ceux de l'expérience.

IV.

Sur la théorie des ondulations.

L'Académie a décerné, en 1866, une mention honorable à l'auteur de ce travail. — Commission composée de MM. Pouillet, Foucault, Edm. Becquerel, Babinet et Fizeau rapporteur.

Ce Mémoire a pour objet principal la détermination des vibrations simultanées de l'éther et des systèmes atomiques qui forment les molécules des corps pondérables.

Dans des préliminaires sont discutés quelques problèmes d'acoustique et une loi de Cauchy sur la dispersion de la lumière.

J'y démontre cette proposition, que les forces vives explicite, impli-

cite et totale des systèmes vibrants sont respectivement égales à la somme des forces vives de même dénomination, qui correspondent aux mouvements simples dont le mouvement général est formé.

J'ai communiqué à l'Académie une autre démonstration de cette proposition, le 9 décembre 1872.

Dans les préliminaires du Mémoire se trouve aussi résolu le problème relatif aux vibrations des systèmes, lorsqu'elles sont entretenues par des impulsions périodiques et continues.

V.

Nouvelle théorie des tuyaux sonores.

Présentée à l'Académie des Sciences le 7 août 1854, et publiée dans le *Journal de Mathématiques pures et appliquées.*

Les tuyaux ouverts aux deux bouts sont susceptibles de rendre les harmoniques de leur son fondamental qui correspond à une longueur d'onde égale à deux fois la longueur des tuyaux. Les bourdons peuvent rendre les harmoniques impairs de leur son fondamental, dont la longueur d'onde est quadruple de celle de ces tuyaux. Les deux séries de sons simples dont nous venons de parler, et qui caractérisent chaque genre de tuyau, ont été découvertes par Bernoulli et vérifiées à l'aide de nombreuses expériences.

La théorie des tuyaux sonores, successivement perfectionnée par des géomètres illustres, semble, au premier abord, ne laisser rien à désirer. Cependant il n'en est pas ainsi. En admettant en toute rigueur les hypothèses que nous avons indiquées, on ne voit pas en effet pourquoi les tuyaux cessent, en quelque sorte brusquement, de résonner, dès qu'ils ne sont plus enflés. D'ailleurs, ils renforcent non seulement les sons compris dans les séries de Bernoulli, mais encore des sons très voisins de ceux-là. Il y avait donc lieu d'établir une nouvelle théorie; c'est ce que Poisson a fait d'abord et M. Quet ensuite.

Poisson représente la vitesse et la condensation d'une tranche aérienne quelconque d'un tuyau ouvert aux deux bouts par les for-

mules suivantes :

$$v = h \frac{\cos 2\pi \frac{l-x}{\lambda}}{\cos 2\pi \frac{l}{\lambda}} \sin 2\pi \frac{at}{\lambda},$$

$$s = h \frac{\sin 2\pi \frac{l-x}{\lambda}}{\cos 2\pi \frac{l}{\lambda}} \cos 2\pi \frac{at}{\lambda}.$$

Ces équations montrent que la puissance résonnante d'un tuyau ouvert est maximum lorsque les sons produits sont compris dans la série

$$\lambda = 4l,\ \frac{4l}{3},\ \frac{4l}{5},\ \ldots,\ \frac{4l}{n+1},$$

c'est-à-dire dans la série caractéristique des bourdons. Cependant cette conséquence est contraire à l'observation; on sait, en effet, que les tuyaux ouverts résonnent très bien lorsqu'on leur fait produire les sons de leur série caractéristique ou des sons qui s'en trouvent voisins, tandis qu'ils restent pour ainsi dire sourds pour les sons de la séric des bourdons.

Poisson s'est préoccupé de cette grave difficulté de sa théorie, et il cherche à l'écarter à l'aide de cette remarque. La vitesse de vibration devient infinie, d'après la formule, pour les sons de la série normale des bourdons ; or, dans les calculs, on a supposé que cette vitcsse reste toujours très pctite; la contradiction algébrique doit donc s'interpréter en disant que les sons de la série normale des bourdons ne conviennent pas aux tuyaux ouverts. En admettant cette manière de voir, il reste toujours cette autre difficulté, que les tuyaux ouvcrts, d'après la théorie de Poisson, sont pour ainsi dire muets à l'égard des sons compris dans la série qui leur est propre, ou, en d'autres termes, renforcent au minimum les sons de cette séric, et quc leur sonorité s'accroît de plus en plus à mesure que les sons produits s'approchent de ceux que les tuyaux ne peuvent pas rendre. Au reste, il est aisé de voir que la difficulté n'est pas partielle et qu'elle est entière. Les formules de Poisson que nous avons citées ne sont pas celles que la théorie lui donne immédiatement, mais elles sont déduites par approximation de ces dernières.

Si, au lieu des formules d'approximation, on prend celles qui sont complètes, on voit que le raisonnement par lequel Poisson a éludé la difficulté n'est plus applicable, car alors la vitesse ne devient pas infinie pour les sons de la série normale des bourdons, et prend une valeur maximum finie.

Des contradictions analogues sont présentées par la théorie que Poisson donne des bourdons.

Pour trouver la cause de ce désaccord, il convient de remonter aux principes mêmes de la théorie nouvelle de Poisson. L'éminent géomètre suppose qu'à l'orifice d'ébranlement la tranche aérienne a une vitesse constamment donnée; or cette hypothèse n'est pas admissible, au moins quand il s'agit des tuyaux ouverts et des bourdons tels qu'on les emploie. On peut concevoir, d'après Poisson, qu'un piston oscillant soit placé à l'orifice du tuyau, et que ce piston communique sa propre vitesse à la tranche qui le touche. Mais alors les ondes produites par la première tranche, après s'être réfléchies à la deuxième extrémité, viennent se réfléchir de nouveau en atteignant le premier orifice. Or cette réflexion, au lieu de se faire sur une tranche aérienne libre du côté de l'air extérieur, se produit sur un corps solide; cette circonstance suffit pour changer complètement la nature du problème. Dans le cas où le tuyau, ébranlé d'après la méthode de Poisson, est ouvert à sa deuxième extrémité, on aura non pas un tuyau ouvert aux deux bouts, mais une espèce de bourdon renversé; il n'est donc pas étonnant qu'un pareil tuyau renforce pleinement les sons de la série des bourdons et reste sensiblement muet pour ceux de la série des tuyaux ouverts. Dans le cas où la deuxième extrémité est bouchée, le tuyau, loin de représenter un bourdon ordinaire, ne sera en quelque sorte qu'un double bourdon, et la formule correspondante ne pourra pas être celle qui convient aux bourdons tels qu'on les emploie.

Ainsi l'hypothèse qu'admet Poisson sur l'état de la tranche aérienne à l'orifice d'ébranlement le conduit à la théorie des bourdons renversés et des doubles bourdons, et nullement à celle des tuyaux ouverts et des bourdons ordinaires; il restait donc à établir la théorie de ces derniers tuyaux qui sont les seuls employés dans la pratique, et c'est ce que M. Quet a fait.

La formule par laquelle il représente la vitesse d'une tranche quel-

conque dans un tuyau ouvert est celle-ci :

$$v = h \frac{(1+b)^2 - 4b\sin^2 2\pi \frac{l-x}{\lambda}}{(1-bc)^2 + 4bc\sin^2 2\pi \frac{l}{\lambda}} \sin 2\pi \frac{at-\theta}{\lambda};$$

b et c sont deux constantes qui se rapportent aux extrémités du tuyau, θ est une constante qui prend une valeur différente d'une tranche à l'autre.

La formule relative aux bourdons est

$$v = h \frac{(1-b')^2 + 4b'\sin^2 2\pi \frac{l-x}{\lambda}}{(1+b'c)^2 - 4bc\sin^2 2\pi \frac{l}{\lambda}} \sin 2\pi \frac{at-\theta'}{\lambda};$$

la constante b' qui se rapporte à l'extrémité opposée à l'embouchure diffère de la quantité b de la formule précédente, θ est analogue à θ'.

Ces formules montrent que, conformément à l'observation, les tuyaux ouverts et les bourdons ont leur maximum de pouvoir renforçant pour les sons qui appartiennent à leur propre série, et leur minimum pour ceux qui correspondent à la série du genre opposé. M. Quet fait voir en outre que les diverses conséquences que l'on peut tirer de sa théorie sont d'accord avec l'expérience.

VI.

Sur les produits de la décomposition de l'alcool par l'étincelle électrique ou par la chaleur. — Découverte d'un gaz nouveau et d'une manière détonante nouvelle. — Acétylène; acétylure de cuivre. — Phénomène nouveau de polarité dans la décomposition des gaz par l'étincelle électrique.

Ces recherches, présentées à l'Académie des Sciences le 6 juin 1853 et le 10 mai 1858, sont analysées dans le Rapport de 1867 sur les progrès de l'électricité et du magnétisme, p. 130 à 133.

En faisant passer des étincelles électriques dans l'alcool, M. Quet retira de ce liquide un mélange gazeux dans lequel il reconnut un gaz nouveau. Le caractère de ce gaz est de former avec la dissolution am-

moniacale de protochlorure de cuivre un corps solide qui détone par la chaleur et le choc, et qui s'enflamme au contact du chlore.

Cette découverte, indiquée dans une Note présentée à l'Académie des Sciences, le 6 juin 1853, reçut plus tard son développement dans une Note présentée à l'Académie le 10 mai 1858.

En 1856, M. Quet prépara en abondance, avec le concours de M. Loir, la nouvelle matière détonante, en décomposant l'alcool par une forte chaleur de fourneau à réverbère; il en retira le gaz nouveau par l'action de l'acide chlorhydrique, et il reconnut à ce gaz les propriétés générales d'un hydrogène carboné. Le fait fut consigné dans la Note du 10 mai 1858.

Postérieurement à la Note précédente et dans le cours de l'année 1858, M. Quet constata, avec le concours de M. Seguin, que le gaz découvert par lui a la propriété de produire un liquide analogue à la liqueur des Hollandais, lorsqu'on fait agir le chlore dans des conditions convenables.

M. Berthelot publia en 1860 l'analyse du gaz et du corps détonant dont il vient d'être parlé; il avait trouvé pour l'un la composition de l'acétylène et pour l'autre celle de l'acétylure de cuivre.

En faisant passer l'étincelle d'une machine de Ruhmkorff à travers l'hydrogène bicarboné, dans un eudiomètre dont les boules étaient grosses et avaient leurs centres sur une ligne horizontale, M. Quet constata que le carbone se dépose également sur les deux boules, sous la forme de deux cônes dont les sommets s'avancent l'un vers l'autre jusqu'au moment où ils se touchent. De ce phénomène nouveau de polarité, il conclut que, dans les conditions de l'expérience, la décomposition était due, non à une action électrolytique ordinaire, mais à une action simplement calorifique. Ce fait jette un certain jour sur la cause de divers phénomènes de décomposition produits par l'étincelle électrique dans les liquides.

VII.

Inflammation des fourneaux de mines par les courants électriques.

Rapport du Maréchal Vaillant (*Comptes rendus* du 1er mai 1854), et Rapport sur les progrès de l'électricité, fait à l'occasion de l'Exposition de 1861.

Avant l'année 1843, il n'y avait eu, en France, que des essais infructueux pour enflammer les fourneaux de mines par l'électricité. M. Quet imagina avec M. Bauchetet un procédé qui fut expérimenté à l'École de Montpellier, sous la direction de ce dernier, et qui eut un complet succès. On eut l'idée d'établir sur les conducteurs de la pile employée des fils de dérivation, qui aboutissaient à divers fourneaux, et l'expérience a montré que, de cette manière et avec la même pile, on pouvait faire partir plusieurs fourneaux à la fois. Enfin on eut l'idée de mettre le feu à un fourneau placé au fond du Lez, et l'eau fut soulevée à une grande hauteur. Ce procédé est resté longtemps le seul employé; des modifications lui ont été apportées successivement par diverses personnes; cependant, on en revient aujourd'hui à cette méthode, et, en résumé, tous les travaux sur les fourneaux de mines et sur les torpilles, faits en France depuis quarante ans, ont pour origine et pour fondement l'invention faite par M. Quet avec M. Bauchetet.

VIII.

Expériences relatives à l'action de l'électro-aimant sur l'arc voltaïque.

Présentées à l'Académie des Sciences le 24 mars 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXIV) et analysées dans le Rapport sur les progrès de l'électricité et du magnétisme, p. 21 à 23.

On savait depuis longtemps que l'arc voltaïque est sensible à l'action de l'aimant, et l'on ne connaissait pas la loi de cette action. On était porté à voir dans ce phénomène une simple attraction ou une répulsion des pôles. M. Quet a fait agir sur l'arc un très puissant électro-

aimant, et a pu le courber et même le transformer en un dard. En examinant cette courbure et la direction du dard, M. Quet a pu établir que la force appliquée était la même que si l'arc voltaïque était remplacé par un courant solide et rectiligne. Cette loi fut utilisée par Delarive, pour construire l'appareil par lequel il imite les aurores polaires. Plus tard, M. Jamin l'a appliquée dans sa lampe électrique.

IX.

Expériences sur le magnétisme et la force coercitive du fer doux.

Présentées à l'Académie des Sciences le 29 novembre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXV.

Dans ces expériences, l'auteur a étudié les variations du magnétisme que possède le fer doux à l'aide des courants induits causés par ces variations mêmes.

Les phénomènes que l'on obtient de cette manière sont décrits, soit lorsqu'il s'agit de constater le plus ou moins de rapidité avec laquelle le fer doux préalablement aimanté par un courant électrique se désaimante avec la cessation du courant, soit lorsqu'on frappe le fer, soit dans d'autres conditions expérimentées.

X.

Expériences sur la lumière stratifiée.

Présentées à l'Académie des Sciences le 27 décembre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXV) et analysées dans le Rapport de 1867 sur les progrès de l'électricité et du magnétisme.

Ces expériences, faites d'un côté par M. Quet et d'un autre par M. Ruhmkorff, mettent en évidence le phénomène de la stratification de la lumière électrique.

M. Quet fait voir en outre que les gaz raréfiés se laissent traverser par le courant induit qui se forme lorsqu'on lève le marteau de la machine, c'est-à-dire, lorsqu'on rompt le circuit voltaïque; il le prouve encore par la déviation permanente que reçoit l'aiguille d'un galvanomètre, introduit dans les conducteurs de l'appareil de Ruhmkorff.

M. Quet montre que la conductibilité des gaz raréfiés varie avec le degré de raréfaction.

Il prouve aussi que l'on peut éteindre entièrement la lumière du pôle positif, et qu'alors, par compensation, celle du pôle négatif prend plus d'éclat.

XI.

Recherches sur divers phénomènes électriques.

Présentées à l'Académie des Sciences le 6 juin 1853 (*Comptes rendus*, t. XXXVI) et analysées dans le Rapport de 1867 sur les progrès de l'électricité, p. 130 à 134.

Dans ces recherches, on trouve les premières expériences qui ont été faites en accouplant deux machines de Ruhmkorff. M. Quet obtient par cette méthode des étincelles beaucoup plus longues que celles que l'on pouvait avoir auparavant, et donne ainsi le second exemple alors connu de la possibilité d'accroître l'énergie d'une machine qui, depuis, a été rendue si puissante ; le premier exemple est dû à M. Fizeau.

On donne dans ce Mémoire un moyen de rendre incandescents et de fondre les fils de platine par l'étincelle de l'appareil Ruhmkorff.

On y expose aussi un procédé pour décomposer, à l'aide de cette étincelle, les liquides bons et mauvais conducteurs.

XII.

Nouvelles expériences sur la lumière stratifiée et théorie des stratifications de la lumière électrique.

Ce travail, fait avec le concours de M. Seguin, a été présenté à l'Académie des Sciences et analysé dans le Rapport sur les progrès de l'électricité et du magnétisme, p. 142 à 149.

En faisant passer dans le vide des décharges électriques d'induction, on avait remarqué que le flot de lumière, situé du côté du pôle positif, restait séparé de la houle négative et que la lumière n'avait pas la même intensité sur toute l'étendue de la colonne électrique. C'est ce que l'on cherchait à définir par les noms de *bandes*, *zones*, *stries*,

comme s'il s'agissait de phénomènes superficiels. En expérimentant avec un puissant appareil et en prenant quelques précautions pour que les décharges successives ne confondissent pas, en partie, leurs impressions sur l'œil, j'ai pu éloigner beaucoup les parties brillantes les unes des autres et constater qu'elles formaient, non des zones, mais des tranches lumineuses, séparées entre elles par des tranches obscures. C'est pour rappeler nettement cette constitution que j'imaginai le mot de *lumière stratifiée* qui, depuis, est le seul employé.

J'ai montré que ces stratifications se produisaient aussi dans les décharges successives de la bouteille de Leyde.

Enfin, j'ai fait voir que le courant de rupture est le seul capable de traverser le vide que j'obtenais, et le courant électrique, quoique instantané, pouvait dévier l'aiguille aimantée.

XIII.

Moyen expérimental de constater le magnétisme ou le diamagnétisme des liquides.

Présenté à l'Académie des Sciences le 20 mars 1854 (*Comptes rendus*, t. XXXVIII).

Cet appareil se compose d'une double fourchette portant un tube de verre à index liquide; une vis permet de rendre le tube horizontal ou de l'incliner très peu. En plaçant le tube entre les pièces polaires du grand électro-aimant de M. Ruhmkorff, on peut constater aisément si l'index du tube est magnétique ou diamagnétique.

XIV.

Sur l'assimilation des aimants aux solénoïdes. — Courbes électrodynamiques.

Rapport sur les progrès de l'électricité et du magnétisme, p. 237 à 238, et 234.

On donne un théorème sur l'équivalence des courants fermés de très petites dimensions, considérée au point de vue de leur action sur un système quelconque de courants ou d'aimants, et l'on applique ce théorème aux courants particulaires des aimants.

Je montre que deux courants électriques fermés et plans, de petites dimensions, sont équivalents lorsque les plans et les centres de gravité des aires coïncident et que les intensités des courants sont en raison des aires des circuits. Il résulte de là que l'on peut remplacer un courant par un autre de même intensité et de même aire, en donnant au contour du circuit une forme curviligne ou polygonale quelconque; on peut aussi le remplacer par un courant polygonal d'aire différente, pourvu que les intensités soient en raison inverse des aires.

La conséquence finale de cette proposition est que l'action d'une tranche de barreau aimanté est équivalente à celle d'un courant électrique qui parcourrait son contour, et que celle du barreau est équivalente à l'action d'une suite de courants électriques formant un solénoïde autour du barreau.

Les courbes électrodynamiques, relatives à un système quelconque de circuits fermés, sont analogues aux courbes magnétiques que l'on trace autour des aimants, mais elles sont plus générales, car, au lieu de deux pôles d'aimant qui servent à déterminer les propriétés de ces dernières, on considère un assemblage tout à fait quelconque de courants électriques fermés. On donne les propriétés générales de ces courbes, au triple point de vue des éléments de courant, des solénoïdes et des aimants. Ces théorèmes, qui sont utiles pour établir la concordance entre la théorie électrodynamique d'Ampère et les conséquences des idées de Faraday sur les lignes de force, se trouvent expliqués dans le Rapport cité.

XV.

Théorie générale des mouvements relatifs. — Application aux mouvements des corps sur la terre. — Pendule de Foucault examiné dans le cas où les oscillations ne sont pas infiniment petites. — Pendule composé.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 1er décembre 1851 (*Comptes rendus*, t. XXXIII), a été en partie imprimé dans le *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, t. XVIII, 1853.

Dans le Mémoire présenté à l'Académie, M. Quet donne trois méthodes différentes pour obtenir les formules générales des mouvements

relatifs. Une seule a été imprimée : c'est celle qui a paru la plus propre à dissiper les doutes qu'on avait élevés au sujet de l'interprétation des résultats obtenus par Foucault à l'aide de ses gyroscopes.

Binet a montré que, dans le cas des oscillations infiniment petites, la projection du pendule sur un plan horizontal est constamment sur une ellipse mobile qui tourne autour de son centre avec une vitesse angulaire égale au produit $K = n \sin\gamma$ de la vitesse de rotation de la Terre et du sinus de la latitude. L'observation du pendule du Panthéon a montré aisément que la spirale décrite n'est pas toujours aussi simple, car on la voyait parfois se produire avec plusieurs points d'intersection dans le cours d'une oscillation complète. Il y avait donc lieu de traiter le problème du pendule de Foucault, lorsque les oscillations ne sont pas infiniment petites.

En désignant par ψ et θ l'azimut et l'écart du pendule à l'époque t, et en faisant usage de la variable auxiliaire $\varphi = \psi - Kt$, M. Quet met les équations du pendule de Foucault sous cette forme :

$$d\left(\frac{d\theta^2}{dt^2} + \sin^2\theta\,\frac{d\varphi^2}{dt^2} - \frac{2g}{l}\cos\theta\right) = 0,$$

$$d.\sin^2\theta\,\frac{d\varphi}{dt} = -2n\cos\gamma\cos(\varphi + Kt)\sin^2\theta\,d\theta.$$

Pour résoudre cette question, il n'y a qu'à faire d'abord abstraction de la fraction perturbatrice $2n\cos\gamma\cos(\varphi + Kt)\sin^2\theta\,\frac{d\theta}{dt}$ qui est très petite, puis d'en tenir compte par la méthode de la variation des constantes arbitraires. Cette seconde partie du Mémoire a été adressée à l'Académie, mais, pour abréger, elle n'a pas été publiée dans le *Journal de Mathématiques*. D'après cela, on réduit ces équations aux suivantes :

$$d\left(\frac{d\theta^2}{dt^2} + \sin^2\theta\,\frac{d\varphi^2}{dt^2} - 2\frac{g}{l}\cos\theta\right) = 0.$$

$$d.\sin^2\theta\,\frac{d\varphi}{dt} = 0.$$

L'avantage de cette méthode est que les équations ont la forme de celles du pendule ordinaire, et que, sans nouveaux calculs, on peut leur appliquer les intégrales générales que l'on doit à Lagrange. On peut

donc écrire immédiatement

$$\cos\theta = \cos\alpha\cos^2\sigma + \cos\beta\sin^2\sigma,$$

$$t = c + A_0\sigma + \sum_1^\infty A_i \sin 2i\sigma,$$

$$\varphi = d + Kt \pm B_0\sigma \pm \sum_1^\infty B_i \sin 2i\sigma.$$

Les quatre constantes arbitraires sont α, β, c, d, les deux dernières représentant les amplitudes maxima et minima; σ est une variable auxiliaire; A_0, A_i, B_0, B_i sont des fonctions de α, β dont les expressions ont été calculées par Lagrange et se trouvent dans la *Mécanique analytique*.

En désignant par Ψ l'angle à la verticale qui sépare les deux points culminants de la spirale décrite dans une oscillation complète, M. Quet trouve, par le développement des valeurs précédentes, que l'on a

$$\Psi = 2KT \pm \pi\left(1 + \frac{3\alpha\beta}{8}\right),$$

en désignant par T la durée d'une oscillation ascendante ou descendante, et en négligeant les quantités d'un ordre supérieur au troisième par rapport à α et à β.

Cette expression de Ψ peut être examinée sous plusieurs points de vue.

Si l'on n'a pas égard au mouvement de rotation de la Terre dans la valeur de Ψ, ou que l'on y fasse $n = 0$, on la réduit à

$$\Psi = \pm\pi\left(1 + \frac{3\alpha\beta}{8}\right).$$

Or, dans la Mécanique analytique, Lagrange donne la formule

$$\Psi = \pi\frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2};$$

la différence de ces valeurs tient à une erreur qui s'est glissée dans les calculs un peu longs de Lagrange.

M. Quet a corrigé cette erreur de Lagrange et a donné *in extenso* les calculs dans le Mémoire communiqué à l'Académie. Dans le *Journal de Mathématiques*, il a supprimé ces calculs pour abréger, mais il a donné la formule exacte qui suppose évidemment que les calculs de Lagrange

ont été refaits et corrigés. Ce n'est que postérieurement à la publication de cette formule, faite en 1853, que Bravais a traité la même question au sujet de la formule erronée de Lagrange, et a obtenu les mêmes résultats que M. Quet.

D'après la manière dont le double signe que comporte la formule

$$\Phi = \pm \pi \left(\frac{3\alpha 6}{8}\right)$$

est défini dans le Mémoire imprimé en 1853, on voit immédiatement que, dans le pendule conique de Lagrange, les points culminants de la spirale décrite pendant chaque oscillation complète se déplacent dans le sens même suivant lequel le pendule décrit sa spirale.

M. Quet fait voir, dans le Mémoire imprimé, l'influence de ce double signe sur le mouvement des points culminants du pendule de Foucault et sur le sens dans lequel le pendule décrit sa spirale. Il détermine, en outre, les conditions nécessaires pour que le déplacement angulaire des points culminants se fasse avec la vitesse $K = n \sin\gamma$, dans le sens du mouvement apparent du Soleil.

Lorsque les oscillations sont infiniment petites, M. Quet met sous cette forme l'équation différentielle de la spirale décrite par la projection du pendule sur un plan horizontal :

$$d(\psi - Kt) = \frac{\rho_0 \rho_1 d\rho}{\rho\sqrt{(\rho_0^2 - \rho^2)(\rho^2 - \rho_1^2)}}.$$

Cette équation a la même forme que l'équation différentielle d'une ellipse rapportée à des coordonnées polaires dont le pôle est au centre de l'ellipse; elle s'intègre donc immédiatement et donne, pour cette intégrale,

$$\rho^2 [\rho_0^2 \sin^2(\psi - \psi_0 - Kt) + \rho_1^2 \cos^2(\psi - \psi_0 - Kt)] = \rho_0^2 \rho_1^2,$$

ce qui est une manière simple d'obtenir l'équation de l'ellipse mobile de Binet.

Dans le même Mémoire, M. Quet examine le mouvement relatif du pendule composé, afin de voir quelle influence produit, sur la vitesse du déplacement du sommet de la spirale, le léger mouvement de rota-

tion que le pendule reçoit presque toujours au moment du départ, et il arrive à cette proposition :

Le pendule composé oscille comme le ferait un pendule simple, lorsque la rotation initiale est très petite, et qu'en outre les deux moments d'inertie, autour de l'axe de figure et autour d'une droite perpendiculaire à cet axe menée par le point de suspension, sont très inégaux.

XVI.

Oscillation du pendule de Foucault, lorsqu'on tient compte de la résistance de l'air.

Mémoire présenté à l'Académie des Sciences le 24 mai 1852 (*Comptes rendus*, t XXXIV).

Il a pour objet d'examiner quel degré d'influence la résistance de l'air peut avoir sur la vitesse angulaire des points culminants de la spirale du pendule de Foucault. Cette résistance ne paraît pas exercer une influence sensible sur la loi de ce pendule.

XVII.

Gyroscopes de Foucault. — Théorie du gyroscope à plan directeur fixe.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 1er novembre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXIV), a été publié dans le *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, t. XVIII, 1853.

Le problème qu'il s'agit de résoudre peut s'énoncer ainsi : Un corps solide de révolution tourne autour de son axe de figure et a son centre invariablement lié à la Terre; son axe ne peut sortir d'un plan quelconque fixe sur la Terre, mais il peut se mouvoir dans ce plan directeur. Il s'agit de déterminer les oscillations de l'axe mobile, lorsque le centre de gravité du corps et le plan directeur sont emportés par la Terre dans le mouvement diurne.

Les principaux résultats obtenus par M. Quet sont les suivants :

Lorsque le plan directeur est horizontal, l'axe du corps ne peut être en équilibre relatif que suivant la méridienne; et cet équilibre est

stable ou instable, suivant que la rotation du mobile est de même sens que celle de la Terre ou de sens contraire. Le gyroscope à plan directeur horizontal peut donc, au moins au point de vue théorique, faire connaître la direction de la méridienne sur le plan horizontal et le sens général de la rotation terrestre.

Lorsque le plan directeur est dans le méridien, l'axe du corps ne peut être en équilibre relatif que s'il est parallèle à l'axe terrestre, et cet équilibre est stable ou instable dans les mêmes conditions que précédemment. Le gyroscope à plan directeur vertical, lorsque ce plan est placé dans le méridien, peut dònc faire connaître, au moins au point de vue théorique, l'angle que l'axe terrestre fait avec le plan horizontal, et par conséquent la latitude du lieu d'observation.

Généralement, quelle que soit la position du plan directeur, si l'on projette sur lui l'axe de la Terre, on a la direction d'équilibre relatif pour l'axe du corps tournant. Cette règle est analogue à celle par laquelle on trouve la direction de l'aiguille aimantée, lorsque le plan de la boussole est quelconque.

La durée des oscillations autour de la ligne d'équilibre varie en raison inverse de la vitesse angulaire de rotation, toutes choses égales d'ailleurs.

Pour la même vitesse de rotation du corps, la durée d'oscillation reste la même dans tous les lieux de la Terre, si le plan directeur est placé dans le méridien. Au point de vue théorique, cette durée peut faire connaître la vitesse angulaire de la rotation terrestre.

Pour la même vitesse de rotation du corps, si le plan directeur est horizontal, la durée des oscillations est en raison inverse de la racine carrée du cosinus de la latitude.

Si l'on compare les nombres d'oscillations exécutées dans le même temps par l'axe du corps tournant, lorsque le plan directeur est tour à tour horizontal ou dans le méridien, on trouve que le rapport des carrés de ces nombres est égal au cosinus de latitude multiplié par le rapport inverse des vitesses de rotation.

Il suit de ces propositions qu'un observateur peut, sans sortir de son cabinet et sans voir le ciel, prouver que la Terre tourne, constater le sens dans lequel elle tourne, déterminer approximativement la direction de la méridienne, celle de l'axe terrestre et la latitude du lieu. Si

les expériences pouvaient être faites avec précision, on déterminerait même la vitesse de rotation de la Terre.

Les diverses lois que nous venons d'énumérer sont contenues dans la formule suivante trouvée par M. Quet :

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{\mu n \rho \sin\omega}}.$$

n et ρ sont les vitesses angulaires de la Terre et du corps tournant ; μ est le rapport des deux moments principaux d'inertie de ce corps ; ω est l'angle que le plan directeur du gyroscope fait avec l'axe terrestre.

XVIII.

Théorie des gyroscopes de Foucault, lorsqu'on tient compte des moments d'inertie de toutes les pièces qui servent à supporter le corps tournant.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 8 novembre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXIV), a été publié dans le *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, t. XVIII, 1853.

Son principal objet est d'examiner quelle influence exercent, par leurs moments d'inertie, les divers anneaux des gyroscopes sur le mouvement de l'axe du corps tournant.

Dans le cas du gyroscope à plan directeur, M. Quet trouve, pour la durée d'une oscillation, la valeur suivante :

$$T = \pi \sqrt{\frac{A + 2A_1 + A_2}{Cn\rho \sin\omega}}.$$

A, A_1, A_2 sont les moments d'inertie du corps tournant, de l'anneau qui porte son axe et de l'anneau extérieur, lorsque ces moments sont rapportés à une droite menée par le centre des anneaux perpendiculairement à l'axe de chacun d'eux. C est le moment d'inertie du corps tournant par rapport à son axe de figure.

XIX.

Théorie du gyroscope lorsque l'axe du corps tournant peut prendre une direction quelconque.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 26 octobre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXIV), a été publié dans le *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, t. XVIII, 1853.

Les résultats principaux que M. Quet a obtenus sont les suivants :

Si le corps tournant a primitivement reçu une vitesse de rotation très considérable autour de son axe de figure et que cet axe parte d'un état primitif d'équilibre relatif, cet axe persistera dans son état d'équilibre si la Terre est supposée ne pas tourner; mais, si la Terre tourne, l'axe sortira de sa position primitive d'équilibre relatif, en quelque sorte de lui-même, comme par un mouvement spontané, c'est-à-dire par un mouvement qui serait sans cause extérieure apparente pour un observateur qui ne connaîtrait pas le mouvement de rotation de la Terre.

La rotation de la Terre est si bien empreinte dans le mouvement de l'axe du corps tournant que, si l'on pouvait exécuter l'expérience dans toute la rigueur des conditions mathématiques du problème, on en déduirait et la direction de l'axe terrestre et la vitesse de rotation de la Terre, puisque, abstraction faite de quelques inégalités excessivement petites, l'axe du solide doit se mouvoir de la même manière que celui d'une lunette parallactique.

XX.

Nouvelle méthode pour déterminer les lois des gyroscopes.

Ce Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences le 15 novembre 1852 (*Comptes rendus*, t. XXXV), est analysé dans le tome XLII des *Comptes rendus de l'Académie*.

La nouvelle méthode dont il s'agit ici a été imaginée par M. Quet pour contrôler les résultats qu'il avait déjà obtenus, ce qui lui a paru utile au moment où des doutes étaient élevés au sujet de l'interprétation des expériences de Foucault.

XXI.

Mémoire sur les mouvements relatifs.

Ce travail, présenté à l'Académie des Sciences le 17 mars 1856, est analysé dans le tome XLII des *Comptes rendus.*

Le but que se propose l'auteur est d'exposer une méthode générale pour résoudre tous les problèmes des mouvements relatifs, en ramenant la forme des équations différentielles à celle des mouvements absolus correspondants. De cette manière on peut mettre immédiatement à profit les intégrales déjà obtenues à l'occasion des mouvements absolus.

On applique cette méthode à la chute libre des corps, et l'on obtient aisément la mesure de la déviation orientale.

XXII.

Thèses de doctorat soutenues en 1839 devant la Faculté de Paris.

La thèse de Mécanique donne la théorie des oscillations des corps flottants considérée à un point de vue général. Par un choix convenable de variables, on obtient, quelles que soient la forme et la constitution du corps oscillant, des équations linéaires dont les intégrales font connaître les conditions de stabilité.

Dans la thèse d'Astronomie, on se sert d'une méthode générale de Lagrange pour obtenir très rapidement les équations des mouvements oscillatoires de la mer, et l'on applique ces équations à divers cas particuliers.

NOUVEAUX TRAVAUX DEPUIS 1878.

Les travaux présentés à l'Académie depuis 1878 comprennent une suite de propositions nouvelles sur l'induction électrique, et leurs applications à la théorie dans laquelle on attribue à une action directe du Soleil celles des variations du magnétisme terrestre qui se règlent sur le cours de l'astre. Ces propositions sont indépendantes du sort que l'avenir réserve à la théorie; par leur ensemble, elles forment un chapitre spécial et nouveau de la mécanique électrique.

XXIII.

L'action magnétique du Soleil sur les aimants terrestres n'est pas la cause des changements périodiques de ces derniers.

Comptes rendus, t. LXXXVI, 11 mars 1878. — Mémoire manuscrit adressé le 16 mars 1878 à l'Académie, et qui doit se trouver dans les archives.

L'aimant solaire ne pourrait exercer une action sensible sur les corps magnétiques du globe que si son pouvoir magnétique était excessivement grand par rapport à celui de la Terre; et comme, dans ce cas exceptionnel, les forces élémentaires, dont l'action se composerait ne présenteraient pas la période d'un jour solaire moyen, qui est caractéristique pour les variations des boussoles, ce mode d'action directe ne peut pas être la cause des changements périodiques ordinaires du magnétisme terrestre.

XXIV.

Direction et intensité de la force d'induction produite par un système quelconque de courants sur une masse électrique en mouvement relatif. — Diverses démonstrations et discussions de méthode. — Trois Mémoires sur ce sujet.

Loi générale sur le travail des forces électrodynamiques et des forces appliquées aux masses électriques d'un conducteur.

Comptes rendus, t. XCVI, 28 juin, et t. XCVII, 2 juillet 1883. — Mémoire manuscrit du 16 mars 1878.

Proposition générale sur l'induction produite par un système quel-

conque de courants électriques agissant sur une masse élémentaire de fluide électrique en mouvement relatif: la force appliquée à la masse du fluide est perpendiculaire à la vitesse de cette masse et à la ligne de force qui passe par son centre; elle est à gauche de la vitesse personnifiée et regardant la ligne de force, s'il s'agit d'électricité positive; son intensité est mesurée par l'aire du parallélogramme construit sur la vitesse et sur la ligne qui représente en grandeur et en direction l'intensité du champ.

Cette loi générale se trouve dans mon Mémoire manuscrit du 16 mars 1878; j'en ai donné une démonstration plus simple dans les *Comptes rendus* du 25 juin 1883, démonstration que j'ai déduite d'une règle très générale, indiquée dans ces mêmes *Comptes rendus*, et à l'aide de laquelle je fais voir comment on passe des lois de l'électrodynamique à celles de l'induction due au déplacement.

Comme la loi générale dont il s'agit est très importante par ses diverses applications et que sa démonstration supposait l'adoption des hypothèses sur lesquelles Weber s'est appuyé pour trouver l'action réciproque de deux masses électriques en mouvement relatif, j'ai cherché à éliminer autant que possible ces hypothèses et j'y suis parvenu, dans les *Comptes rendus* du 2 juillet 1883, où j'ai appliqué la célèbre méthode d'Ampère à la recherche de l'action exercée par un élément de courant sur une masse élémentaire de fluide électrique animée de mouvement relatif.

Dans les *Comptes rendus* du 25 juin 1883, j'ai donné aussi cette autre loi générale : lorsqu'un courant électrique s'établit dans un fil conducteur dont une partie se meut à travers un champ magnétique, le travail élémentaire des forces électrodynamiques qui sont appliquées à chaque élément mobile du fil est égal et de signe contraire au travail des forces appliquées aux masses électriques qui se meuvent dans cet élément.

XXV.

Raison pour laquelle l'action du Soleil sur les fluides électriques de la Terre peut produire des effets sensibles.

Comptes rendus, t. XCI, 23 août 1880.

Bien que l'action magnétique de l'aimant solaire sur les corps magnétiques de la Terre soit insensible, il pourrait cependant ne pas en

être de même de l'action inductrice, parce que cette dernière est proportionnelle au produit de deux facteurs dont l'un, qui est l'action magnétique, n'a qu'une très faible valeur, mais dont l'autre est la vitesse même de translation de la Terre et se trouve représenté par un très grand nombre. Pour savoir ce qui arrive, j'ai fait une expérience qui permet de conclure que l'induction est sensible si le pouvoir magnétique du Soleil n'est pas très petit par rapport à celui de la Terre.

XXVI.

Il n'est pas nécessaire de supposer que l'action magnétique du Soleil sur le magnétisme terrestre doit être très faible si l'on veut expliquer la raison pour laquelle cette action n'a pas produit jusqu'ici des changements appréciables dans le mouvement de la Terre.

Comptes rendus, t. XCVI, 5 février 1883.

On pourrait être tenté de croire que le pouvoir magnétique du Soleil est très faible par rapport à celui de la Terre, afin que l'action magnétique de l'astre ne puisse produire de variations appréciables dans le mouvement du centre de gravité de la planète; s'il en était ainsi, l'induction solaire deviendrait insensible. Mais j'ai fait voir que, si le pouvoir du Soleil était égal à celui de la Terre ou était de même ordre de grandeur que celui-ci, l'action magnétique, supposée constante en grandeur et en direction, ne déplacerait le centre de gravité du globe que de quelques mètres en 10000 ans. On arrive à la même conclusion par le calcul de la variation des éléments de l'orbite et j'ai trouvé que, en se basant sur la première approximation, le grand axe de l'orbite ne subirait pas de variation séculaire.

XXVII.

Induction comparée du Soleil sur les planètes et les comètes.

Comptes rendus, t. XCV, 18 septembre 1882.

Les formules appropriées au cas où le corps induit est très loin du système inducteur par rapport aux variations de ce système montrent

quelle est l'influence du pouvoir magnétique du système, de la vitesse du mobile et de sa distance.

Comme, dans les corps célestes, la vitesse et la distance au Soleil sont liées entre elles par une loi, il s'ensuit que les carrés des forces d'induction dans les diverses planètes et provenant du Soleil sont, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse des septièmes puissances des distances à l'astre; un calcul numérique montre combien est grande l'induction exercée par le Soleil sur les comètes dont le périhélie est très près du Soleil, lorsqu'elles passent en ce point.

Les bolides et les étoiles filantes éprouvent une induction notable lorsqu'ils traversent les lignes magnétiques de la Terre.

XXVIII.

Direction et grandeur de la force d'induction produite par un système quelconque de courants électriques tournant autour d'un axe et exerçant leur action sur du fluide électrique extérieur. — Cas où le corps inducteur est très éloigné du corps induit par rapport aux dimensions de ce dernier.

Comptes rendus, t. LXXXVII, 2 décembre 1878.

Loi générale de l'induction produite sur un conducteur par la rotation d'un système quelconque de courants et d'aimants autour d'un axe. Menons par le point induit trois directions, l'une parallèle à l'axe de rotation, une autre allant vers le centre du système, la troisième, placée sur la ligne de force du champ magnétique. Portons sur la dernière une longueur propre à représenter le produit de la vitesse angulaire de rotation du système par l'intensité du champ magnétique, puis projetons-la sur les deux premières directions, en ayant soin de multiplier la deuxième projection par la distance au centre du système; les deux lignes ainsi obtenues seront les côtés d'un parallélogramme dont la diagonale représentera en grandeur et en direction la force d'induction.

Les formules se simplifient lorsque le corps induit est très éloigné du système de courants électriques qui tournent autour d'un axe; je trouve alors que la force d'induction est proportionnelle au pouvoir

magnétique du système, à la vitesse angulaire de rotation et en raison inverse des carrés des distances.

XXIX.

Induction produite sur les planètes par la rotation du Soleil. — Comparaison des deux forces d'induction sur une planète produites l'une par le mouvement de celle-ci, et l'autre par la rotation du Soleil. — Cas de la Terre.

Comptes rendus, t. XCV, 16 octobre 1882.

Le Soleil, en tournant autour de son axe, induit les planètes; mais la force de cette induction devient surtout relativement considérable sur les comètes qui s'approchent beaucoup de l'astre.

Lorsqu'un conducteur est sur l'équateur du système tournant et se meut dans ce plan, la force d'induction qu'il éprouve en vertu de la rotation du système est à celle qu'il reçoit de son mouvement de rotation, supposé circulaire, comme la durée de la révolution du mobile est à celle de la rotation du système; en outre, dans ces conditions, les deux forces sont opposées.

Pour la Terre, les deux inductions seraient quinze fois plus grandes l'une que l'autre.

XXX.

Périodes des forces d'induction produites par le Soleil sur la Terre.

Comptes rendus, t. XCI, 14 février 1881.

J'ai considéré la force d'induction provenant de la translation de la Terre ou de la rotation du Soleil, ou bien encore la résultante de ces deux forces, et je l'ai rapportée à trois axes fixes de la Terre supposée elle-même immobile au centre de la sphère céleste qui tourne en emportant le Soleil animé d'un mouvement propre sur cette sphère et d'un mouvement de rotation autour de son axe. Cette force peut se décomposer en deux groupes de forces élémentaires, dont les uns ne dépendent pas de la rotation du Soleil et dont les autres en dépendent.

Les principales périodes du premier groupe sont le jour solaire moyen

et l'année solaire; elles suffisent pour expliquer la variation diurne des boussoles, son inégalité horaire de douze mois et la variation annuelle.

Parmi les périodes du second groupe, celle qui appartient à la force la plus intense du groupe est égale à la durée de la rotation apparente du Soleil vu de la Terre; elle explique naturellement la période d'environ vingt-six jours qui a été établie par les nombreuses observations de Brown, de Hornster et de M. Ellis. La théorie de l'action directe par induction est la seule des théories proposées pour expliquer les variations du magnétisme terrestre, qui rende raison de la période de vingt-six jours. D'un autre côté, si l'on parvenait à déterminer avec une très grande précision la longueur de la période fournie par les boussoles, on en déduirait la durée de la rotation sidérale du Soleil autour de son axe, durée que l'observation des taches solaires ne donne pas rigoureusement. A ce point de vue, l'emploi de la boussole pourrait servir mieux à déterminer la vitesse de rotation du Soleil que les procédés ordinaires de l'Astronomie.

XXXI.

Grandeur et direction de la force de l'induction lunaire.

Comptes rendus, t. XCV, 23 octobre 1882.

Les diverses forces d'induction produites dans la Terre par la Lune se déduisent évidemment des formules générales indiquées ci-dessus, de même que celles qui sont dues au Soleil. Le calcul en est un peu plus compliqué; j'ai donné les résultats de ce calcul pour deux cas de l'induction; les autres cas ne présentent pas de difficultés nouvelles.

J'ai été ainsi conduit à une force élémentaire qui a pour période la durée du jour lunaire, ce qui est conforme aux résultats des observations des boussoles.

Le fait même de la variation magnétique produite par la Lune a cela d'important qu'on ne peut pas l'attribuer à une action calorifique du satellite, et que l'on est, par suite, autorisé à rejeter l'action calorifique du Soleil comme cause des variations ordinaires du magnétisme terrestre.

XXXII.

Induction des planètes sur la Terre. — Jupiter.

Comptes rendus, t. XCV; 4 décembre 1882.

La Lune produisant une variation fort appréciable dans le magnétisme terrestre, il est naturel d'examiner si quelque planète n'agirait pas d'une manière analogue. J'ai cherché quelle force d'induction terrestre se produirait par l'effet de la rotation des planètes lorsqu'elles sont le plus près possible de notre globe, et j'ai trouvé que la planète Jupiter offrait le plus de chance de succès dans ce genre de recherches, puisque, si son pouvoir magnétique était, par exemple, dix fois plus grand que celui du Soleil, la force d'induction serait, toutes choses égales d'ailleurs, vingt-neuf fois moins forte que celle qui est due à la rotation du Soleil.

XXXIII.

Loi élémentaire de l'induction électrique produite par la variation d'intensité. — Application de la méthode d'Ampère.

Comptes rendus, t. XCVII, 16 août 1883.

J'ai appliqué la célèbre méthode d'Ampère à la recherche de la loi élémentaire de l'induction du second genre, c'est-à-dire de l'induction produite par une variation d'intensité de courant électrique.

XXXIV.

Calcul de la force d'induction d'un courant circulaire. — Application au cas où le point induit est très rapproché de l'inducteur en dedans ou en dehors.

Comptes rendus, t. XCVII, 10 septembre 1883.

Je détermine la force d'induction d'un courant circulaire, lorsque le point induit situé dans le plan de ce courant est à une distance quelconque très petite ou très grande de la circonférence, soit en dehors.

soit en dedans de cette courbe; le cas des distances très petites a son application dans la machine de Ruhmkorff, dans l'expérience d'Ampère à Genève, et dans la plupart des expériences de Faraday.

XXXV.

Multiplicateur en forme de spirale plane.

Comptes rendus, t. XCVII, 22 octobre 1883.

Je détermine la force d'induction d'un multiplicateur à spirale plane, sur un point placé près de lui, dans son plan, soit à l'extérieur, soit à l'intérieur. Application à la célèbre expérience d'Ampère à Genève.

XXXVI.

Induction du second genre pour un solénoïde. — Deux théorèmes analogues à ceux de Biot et Savart.

Comptes rendus, t. XCVII, 10 septembre 1883.

Je détermine la force d'induction du second genre que peut produire un système quelconque de courants plans très éloignés, cas d'un solénoïde cylindrique et d'un solénoïde à directrice angulaire. Deux théorèmes analogues à ceux de Biot et Savart dans l'Électrodynamique.

XXXVII.

Théorème général sur le potentiel de certains courants électriques.

Comptes rendus, t. XCVII, 5 novembre 1883.

Propositions générales. — *Lorsqu'un solénoïde homogène à directrice quelconque et fermée varie d'intensité de courant électrique, la force d'induction qu'il développe en un point quelconque a pour potentiel une quan-*

tité qui est proportionnelle, toutes choses égales d'ailleurs, à l'angle sur lequel la directrice est vue du point d'application de la force.

Cette proposition explique l'expérience de Felici.

XXXVIII.

Induction du second genre pour un solénoïde sphérique très éloigné. Perturbation magnétique de la Terre.

Comptes rendus, t. XCVII, 8 octobre 1883.

Je calcule la force d'induction d'un solénoïde sphérique homogène, lorsque le courant varie d'intensité.

Ce genre de multiplicateur agit avec efficacité, même à de grandes distances, sans qu'il soit nécessaire de faire éprouver aux courants des variations excessives d'intensité, si l'on donne à la sphère un rayon suffisamment grand.

10271 Paris. — Imprimerie Gauthier-Villars, quai des Augustins, 55.